



# Étude des désexcitations électromagnétiques des niveaux 1- situés à 12,44 et 13,09 MeV dans le noyau $^{16}\text{O}$

F. Brochard, P. Chevallier, D. Disdier, V. Rauch, F. Scheibling

## ► To cite this version:

F. Brochard, P. Chevallier, D. Disdier, V. Rauch, F. Scheibling. Étude des désexcitations électromagnétiques des niveaux 1- situés à 12,44 et 13,09 MeV dans le noyau  $^{16}\text{O}$ . Journal de Physique, 1973, 34 (5-6), pp.363-367. 10.1051/jphys:01973003405-6036300 . jpa-00207396

**HAL Id: jpa-00207396**

**<https://hal.science/jpa-00207396>**

Submitted on 1 Jan 1973

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Classification  
 Physics Abstracts  
 12.17 — 12.30

## ÉTUDE DES DÉSEXCITATIONS ÉLECTROMAGNÉTIQUES DES NIVEAUX $1^-$ SITUÉS A 12,44 ET 13,09 MeV DANS LE NOYAU $^{16}\text{O}$

F. BROCHARD, P. CHEVALLIER, D. DISDIER, V. RAUCH et F. SCHEIBLING

(CRN, Laboratoire de Spectrométrie Nucléaire,  
 23, rue du Loess, 67037 Strasbourg-Cedex, France)

(Reçu le 19 octobre 1972, révisé le 28 décembre 1972)

**Résumé.** — Les désexcitations  $\gamma$  des niveaux  $1^-$  situés à 12,44 et 13,09 MeV dans le noyau  $^{16}\text{O}$  ont été étudiées et deux nouvelles transitions mises en évidence. En outre au cours de ce travail les paramètres des deux niveaux  $1^-$  ont été redéterminés.

**Abstract.** — Desexcitations of the  $1^-$  levels situated at 12.44 and 13.09 MeV in  $^{16}\text{O}$  have been studied and two new transitions were observed. A new determination of the parameters of the two  $1^-$  levels was made.

**1. Introduction.** — Les niveaux  $1^-$  situés à 12,44 MeV et 13,09 MeV dans le noyau  $^{16}\text{O}$  ont fait l'objet de nombreuses études [1], [2], [3], [4] qui ont permis, en particulier, de montrer l'existence des transitions :

$$\left. \begin{array}{l} 12,44 \text{ MeV} \\ 13,09 \text{ MeV} \end{array} \right\} \rightarrow \text{état fondamental}$$

$$13,09 \text{ MeV} \rightarrow 6,05 \text{ MeV } (0^+).$$

Le but de ce travail a été de compléter l'étude des désexcitations électromagnétiques de ces deux niveaux. Deux transitions ont ainsi été mises en évidence :

$$13,09 \text{ MeV} \rightarrow 7,12 \text{ MeV}$$

et

$$12,44 \text{ MeV} \rightarrow 6,05 \text{ MeV}.$$

La présence à une énergie de 13 MeV dans le noyau  $^{16}\text{O}$  de trois niveaux de largeurs comparables a rendu nécessaires des mesures complémentaires afin d'identifier le niveau initial de la transition au niveau 7,12 MeV : mesures du rapport d'anisotropie de cette transition et de la distribution angulaire des rayons  $\gamma$  de la transition au niveau fondamental.

La détermination des largeurs partielles correspondant à ces deux transitions suppose que l'effet de la forte interférence existant entre les deux niveaux  $1^-$  puisse être négligé. Ceci peut se vérifier en utilisant les paramètres à deux niveaux déterminés par D. F. Hebbard [1] ou par C. Mahaux [5]. Cependant leurs analyses reposent sur une valeur peu précise de la

section efficace de la réaction  $^{15}\text{N}(p, \gamma_0)^{16}\text{O}$ . Il nous a semblé nécessaire de reprendre cette analyse en effectuant une nouvelle détermination de cette section efficace et en introduisant, en plus, celle de la réaction  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma_0)^{16}\text{O}$ .

**2. Méthodes et résultats expérimentaux.** — Toutes les mesures ont été effectuées à l'aide des faisceaux des accélérateurs van de Graaff de 2 MV et de 5,5 MV du CRN de Strasbourg.

**2.1 ETUDE DE LA TRANSITION 12,44  $\rightarrow$  6,05 MeV.** — Cette transition a été mise en évidence par la méthode de coïncidence triple entre rayons  $\gamma$  et paires électron-positron de conversion interne qui a déjà été décrite dans des travaux antérieurs [6].

Le niveau étudié a été alimenté à la résonance située à  $E_x = 7,05 \text{ MeV}$  de la réaction  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ . A cette énergie la réaction parasite  $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$  peut également alimenter le 1<sup>er</sup> niveau excité du noyau  $^{16}\text{O}$ . Il a donc été nécessaire d'effectuer des mesures comparatives avec des cibles de  $100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  de carbone naturel et de carbone enrichi en élément  $^{12}\text{C}$  à 99,935 %. En outre, les fonctions d'excitation en coïncidence triple  $\gamma\text{-e}^-\text{-e}^+$  et en rayons  $\gamma_0$  ont été mesurées simultanément.

Sur la figure 1 se trouve un histogramme des rayons  $\gamma$  obtenus en coïncidence triple au maximum de la résonance. L'énergie de la raie observée est de 6,4 MeV. En outre, les fonctions d'excitation en rayons  $\gamma_0$  et en coïncidence triple, données sur cette même figure, résonnent simultanément. La cascade

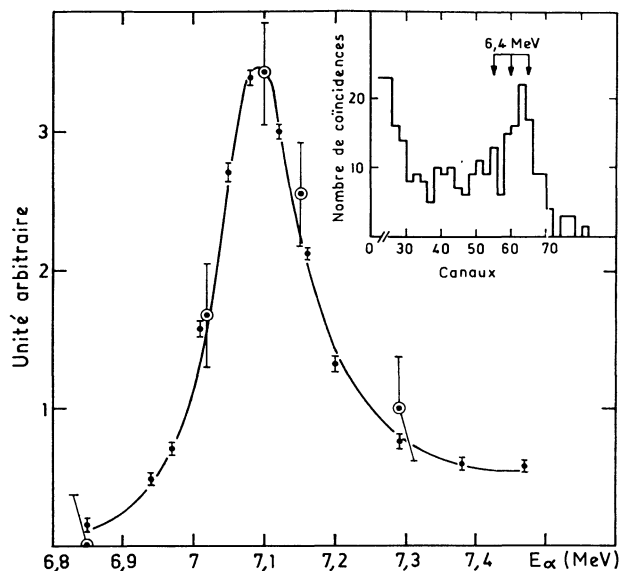


FIG. 1. — Courbes d'excitation en rayons  $\gamma_0$  de la transition au niveau fondamental (12,44 MeV  $\rightarrow$  0) et en coïncidence triple  $\gamma$ - $e^-$ - $e^+$ . En médaillon, spectre des rayons  $\gamma$  en coïncidences avec une paire d'électrons mesurée au maximum de la résonance.

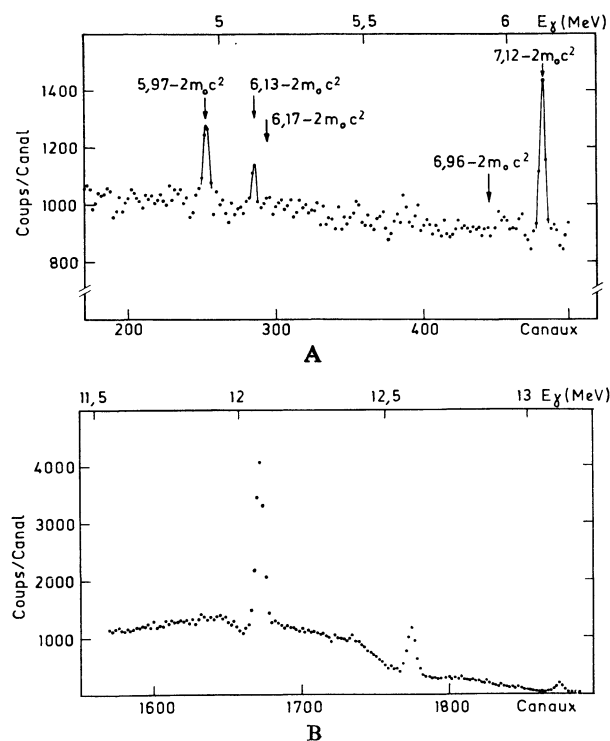


FIG. 2. — Spectre des rayons  $\gamma$  mesuré à l'aide d'une diode Ge(Li).

— B : raies correspondant aux rayons  $\gamma$  de 13,09 MeV (transition au niveau fondamental).

— A : raies correspondant aux rayons  $\gamma$  de double échappement de 6,13 MeV et 7,12 MeV et de 5,97 MeV (cascade

13,09  $\rightarrow$  7,12 MeV).

A 6,17 MeV- $2m_0c^2$  est indiquée la position de la raie correspondant à la transition 13,09  $\rightarrow$  6,92 MeV et à 6,96 MeV- $2m_0c^2$  la position de la raie correspondant à la transition

13,09  $\rightarrow$  6,13 MeV.

mise en évidence a donc été attribuée à la transition 12,44  $\rightarrow$  6,05 MeV. Nous obtenons alors, après correction des effets de distribution angulaire le rapport d'embranchement

$$R\left(\frac{12,44 \rightarrow 6,05}{12,44 \rightarrow 0}\right) = (1,2 \pm 0,4) \times 10^{-2}.$$

## 2.2 ETUDE DE LA TRANSITION 13,09 $\rightarrow$ 7,12 MeV. —

Le niveau étudié a été alimenté à la résonance située à  $E_p = 1\,010$  keV de la réaction  $^{15}\text{N}(p, \gamma)^{16}\text{O}$ . La transition a été mise en évidence à l'aide d'un détecteur coaxial Ge(Li) de 85 cm<sup>3</sup> de volume sensible. La cible gazeuse utilisée, décrite dans la référence [7] contenait de l'azote enrichi en  $^{15}\text{N}$  (99,6 %, 50  $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ ). La figure 2 montre un spectre mesuré à  $E_p = 1\,020$  keV, nous observons des raies qui correspondent aux rayons  $\gamma_0$  de la transition au niveau fondamental et à des rayons  $\gamma$  de 5,97, 6,13 et 7,12 MeV.

Les rayons  $\gamma$  de 6,13 MeV ainsi qu'une partie de ceux de 7,12 MeV proviennent d'impuretés de fluor. Les fonctions d'excitation des rayons  $\gamma_0$  et de 5,97 MeV résonnent simultanément. La cascade ainsi mise en évidence ne peut être attribuée directement au seul niveau  $1^-$  situé à 13,09 MeV étant donné la présence des niveaux  $2^+$  et  $3^-$  de largeurs comparables et situés respectivement à 13,01 et 13,12 MeV [8]. L'hypothèse  $3^-$  peut cependant être écartée, étant donné l'accélération que l'on devrait donner à cette transition (supposée de type quadrupolaire) pour compenser la faible largeur proton du niveau ( $\Gamma_p = 1$  keV [8]). On ne peut éliminer de la même manière la possibilité d'un niveau initial de spin  $2^+$  puisque l'on ne connaît qu'une limite supérieure de sa largeur proton ( $\Gamma_p \leq 8$  keV [8]). La connaissance du rapport d'anisotropie  $R = W(90^\circ)/W(0^\circ)$  relatif au premier rayon gamma de la cascade, permet de lever cette indétermination. Ce rapport a été mesuré en utilisant une deuxième diode Ge(Li) de 30 cm<sup>3</sup> de volume sensible. Les défauts dus au décentrage et à la non-uniformité d'absorption des rayons  $\gamma$  dans la boîte de cible ont été corrigés par la mesure des rayons  $\gamma$  de 7,12 MeV et 5,67 MeV émis isotropiquement à la résonance située à  $E_p = 710$  keV de la réaction  $^{15}\text{N}(p, \gamma)^{16}\text{O}$ . Le résultat obtenu est comparé dans le tableau I aux différentes valeurs théoriques calculées dans la géométrie utilisée.

TABEAU I

Valeurs expérimentale et théoriques du rapport  $\frac{W(90^\circ)}{W(0^\circ)}$

$J^\pi$ initial	$J^\pi$ final	$R = \frac{W(90^\circ)}{W(0^\circ)}$
—	—	—
$2^+$	$1^-$	1,66
$3^-$	$1^-$	0,65
$1^-$	$1^-$	1
Valeur expérimentale		$1,03 \pm 0,09$

La comparaison de ces résultats permet donc d'éliminer la possibilité  $J^\pi = 2^+$ . On peut remarquer que tout effet d'interférence entre niveaux  $2^+$  et  $1^-$  ne conduirait qu'à une accentuation de l'anisotropie. La cascade mise en évidence peut donc être attribuée à la transition  $13,09(1^-) \rightarrow 7,12(1^-)$ .

La mesure simultanée des rayons  $\gamma_0$  de la transition au niveau fondamental permet alors de déduire le rapport d'embranchement

$$R\left(\frac{13,09 \rightarrow 7,12}{13,09 \rightarrow 0}\right) = 0,031 \pm 0,008$$

L'absence de raies correspondant à des rayons gamma d'énergie  $6,17 \text{ MeV}-2 m_0 c^2$  (transition  $13,09 \rightarrow 6,92 \text{ MeV}$ ) et  $6,96 \text{ MeV}-2 m_0 c^2$  (transition  $13,09 \rightarrow 6,13 \text{ MeV}$ ) permet de déduire également des limites supérieures pour les rapports d'embranchement.

$$\frac{R\left(\frac{13,09 \rightarrow 6,92}{13,09 \rightarrow 0}\right) \leq 0,006}{R\left(\frac{13,09 \rightarrow 6,13}{13,09 \rightarrow 0}\right) \leq 0,006}$$

Dans toutes les évaluations théoriques précédentes des valeurs non nulles pour le facteur de mélange  $\delta_1$  dans la voie d'entrée alimentant le niveau  $1^-$  ont été utilisées. En effet, E. Earle et N. Tanner [9] et F. Bailey [9] ont montré l'existence d'une anisotropie dans la distribution angulaire des rayons  $\gamma$  de la transition au niveau fondamental qui a été attribuée à un mélange d'ondes dans la voie d'entrée.

Les limites utilisées  $0,1 \leq \delta_1 \leq 0,4$  ont été déduites du rapport  $A_2/A_0 = 0,043 \pm 0,013$  que nous avons déterminé à partir de la distribution angulaire des rayons  $\gamma_0$  mesurée à l'aide de deux cristaux NaI(Tl) de  $10,2 \times 10,2 \text{ cm}$  situés à  $20 \text{ cm}$  du centre de la cible gazeuse. Les défauts dus au décentrage et à la non-uniformité d'absorption des rayons gamma dans

la boîte de cible ont été corrigés de la même manière que lors de la mesure du rapport d'anisotropie. Ce résultat est en bon accord avec ceux de E. Earle et N. Tanner :  $A_2/A_0 = 0,03$  et de F. Bailey :  $A_2/A_0 \approx 0,05$ .

2.3 MESURES DE SECTION EFFICACE. — Les mesures de section efficace des réactions  $^{15}\text{N}(p, \gamma_0)^{16}\text{O}$  et  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma_0)^{16}\text{O}$  ont été effectuées à l'aide d'un détecteur NaI(Tl)  $12,7 \times 10,2 \text{ cm}$  dont l'axe faisait un angle de  $90^\circ$  avec l'axe du faisceau.

Pour déduire les sections efficaces absolues, nous avons employé les pouvoirs d'arrêt donnés par D. Demirlioglu *et al.* [10].

2.3.1 Réaction  $^{15}\text{N}(p, \gamma_0)^{16}\text{O}$ . — Cette section efficace a été étudiée pour des énergies de proton comprises entre  $250 \text{ keV}$  et  $1\,300 \text{ keV}$  à l'aide de la cible gazeuse. Même aux faibles énergies de bombardement, l'effet de dispersion du faisceau dans la feuille de nickel délimitant la cible était négligeable devant la largeur des résonances ( $\Gamma = 94 \text{ keV}$  et  $140 \text{ keV}$ ). La cible avait une épaisseur correspondant à une perte d'énergie de  $10,5 \text{ keV}$  pour des protons de  $1 \text{ MeV}$  ( $50 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ ). La face avant du détecteur était située à  $15 \text{ mm}$  du centre de la cible.

2.3.2 Réaction  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma_0)^{16}\text{O}$ . — La cible de carbone sans support utilisée avait une épaisseur correspondant à  $71 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ . Celle-ci a été déterminée en évaluant la perte d'énergie des particules  $\alpha$  émises par une source de  $^{241}\text{Am}$ . La surface de la cible faisait un angle de  $45^\circ$  avec l'axe du faisceau ; dans ces conditions son épaisseur était de  $62,5 \text{ keV}$  pour des particules  $\alpha$  de  $7 \text{ MeV}$ . Une correction d'efficacité due à la distribution angulaire des rayons  $\gamma$  a été effectuée en utilisant la forme théorique de cette distribution qui est compatible avec les résultats expérimentaux de J. Larson et R. Spears [11].

2.3.3 Analyse des fonctions d'excitation. — Les largeurs partielles  $\Gamma_{\gamma_0}$  que l'on peut déduire des courbes d'excitation en utilisant une formule de Breit et Wigner à un niveau et les paramètres déterminés par Hebbard sont donnés dans le tableau II.

TABLEAU II

Largeurs partielles  $\Gamma_{\gamma_0}$  (obtenues à l'aide d'une formule à un niveau)

$E_{\text{niveau}}$ (MeV)	$\Gamma$ (keV)	$\Gamma_p$ (keV)	$\Gamma_{\alpha_0}$ (keV)	Réaction	$\Gamma_{\gamma_0}$ (eV)
12,44	94	1,1	93	$^{15}\text{N} + p$	$7 \pm 1$
				$^{12}\text{C} + \alpha$	$7,5 \pm 1$
13,09	140	100	40	$^{15}\text{N} + p$	$43 \pm 5$
				$^{12}\text{C} + \alpha$	$40 \pm 5$

Pour analyser les fonctions d'excitations à l'aide d'une formule de section efficace à deux niveaux, nous pouvons utiliser, soit le formalisme de la matrice  $R$  tel qu'il est développé par A. M. Lane et R. G. Thomas [12], soit celui de la matrice  $S$  tel qu'il est utilisé par

C. Mahaux [5]. Les deux formalismes ont été employés et conduisent à une paramétrisation assez semblable. L'analyse a donc été effectuée en utilisant les fonctions d'excitation des réactions  $^{15}\text{N}(p, \gamma_0)^{16}\text{O}$ ,  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma_0)^{16}\text{O}$  et  $^{15}\text{N}(p, \alpha_0)^{12}\text{C}$ , cette dernière étant celle donnée par

Hebbard. Elle est déduite des mesures de A. Schardt *et al.* [13] et de S. Bashkin *et al.* [14]. A la figure 3 sont comparés les fonctions d'excitations théoriques et les points expérimentaux correspondants. Dans le tableau III, nous donnons les paramètres à deux niveaux déduits dans le formalisme de la matrice  $S$ .

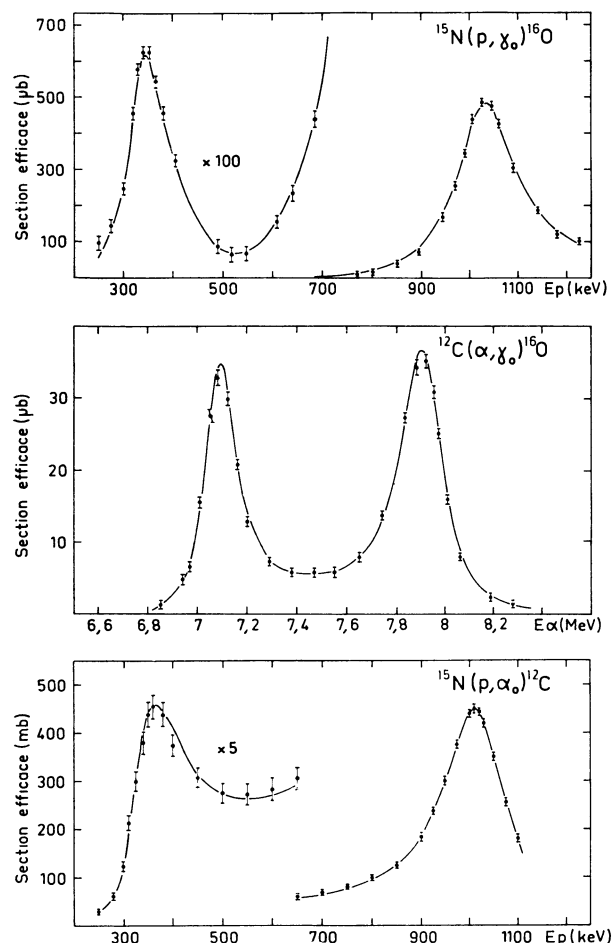


FIG. 3. — Comparaison des fonctions d'excitations théoriques obtenues à l'aide d'une formule à deux niveaux avec les valeurs expérimentales correspondantes.

TABLEAU III

Paramètres des niveaux situés à 12,44 et 13,09 MeV déduits dans le formalisme de la matrice  $S$  en utilisant une formule à deux niveaux

Niveaux (MeV)	$\Gamma_p$ (keV)	$\Gamma_{\alpha_0}$ (keV)	$\Gamma_{\gamma_0}$ (eV)	$\Gamma$ (keV)	$q_n$ (a)
12,44	1,25	95,3	9,5	96,5	0,988
13,09	95,5	39,5	44	135	1,2

(a)  $q_n$  représente le facteur défini par J. Humblet et L. Rosenfeld [15].

On constate que les résultats sont très peu différents de ceux obtenus à l'aide d'une formule de Breit et Wigner à un niveau (voir tableau II). La comparaison des largeurs réduites que l'on peut déduire de ces

résultats (en prenant  $R_0 = 1,1$  fm pour la voie  $^{15}\text{N} + p$  et  $R_0 = 1,4$  fm pour la voie  $^{12}\text{C} + \alpha$ ) avec les valeurs correspondantes de D. F. Hebbard est faite dans le tableau IV.

TABLEAU IV

Comparaison des largeurs réduites  $\gamma_{\alpha_0}^2$ ,  $\gamma_p^2$  et  $\Gamma_{\gamma_0}$  relatives aux niveaux 12,44 et 13,09 déterminées par D. F. Hebbard et lors de cette expérience (exprimées en keV)

Niveaux (MeV)	D. F. Hebbard			Nos résultats		
	$\gamma_{\alpha_0}^2$	$\gamma_p^2$	$\Gamma_{\gamma_0}$ (eV)	$\gamma_{\alpha_0}^2$	$\gamma_p^2$	$\Gamma_{\gamma_0}$ (eV)
12,44	19,8	354	12,8	17,1	434	9,5
13,09	4,27	450	88	6,1	471	44

Pour le niveau 12,44 MeV, nos résultats sont compatibles avec ceux de D. F. Hebbard. Par contre, il y a une nette différence pour les valeurs relatives au niveau 13,09 MeV notamment pour  $\gamma_{\alpha_0}^2$  et  $\Gamma_{\gamma_0}$ . Ceci provient en partie du fait que la section efficace de la réaction  $^{15}\text{N}(p, \gamma_0)^{16}\text{O}$  à la résonance située à  $E_p = 1\,010$  keV est de  $490 \mu\text{b}$  dans notre expérience alors que celle utilisée par Hebbard est de  $700 \mu\text{b}$ . Notre valeur  $\Gamma_{\gamma_0} = 44$  eV est compatible avec celle obtenue par Stroetzel [4] en diffusion inélastique d'électron :  $\Gamma_{\gamma_0} = 31 \pm 8$  eV. On peut également comparer la valeur du rapport

$$\frac{\Gamma_{\alpha_0} \Gamma_{\gamma_0}}{\Gamma^2} = (0,97 \pm 0,18) 10^{-4}$$

que nous pouvons déduire de nos résultats à celle mesurée par G. Kernel *et al.* [16] :

$$\frac{\Gamma_{\alpha_0} \Gamma_{\gamma_0}}{\Gamma^2} = (1,49 \pm 0,17) 10^{-4}.$$

**3. Interprétation.** — Dans le tableau V, nous rappelons les différentes largeurs partielles électromagnétiques qui ont été déterminées au cours de cette expérience.

TABLEAU V

Largeurs partielles électromagnétiques des deux niveaux  $1^-$  situés à 12,44 et 13,09 MeV déterminées au cours de ce travail

Transitions (MeV)	$\Gamma$ (eV)
13,09 $\rightarrow$ 0	44 $\pm$ 8
12,44 $\rightarrow$ 0	9,5 $\pm$ 1,7
12,44 $\rightarrow$ 6,05	0,12 $\pm$ 0,06
13,09 $\rightarrow$ 7,12	1,35 $\pm$ 0,4

**3.1 MÉLANGE DE SPIN ISOBARIQUE.** — Le mélange de spin isobarique des deux niveaux  $1^-$  que l'on peut

déduire de nos résultats (23 %) est sensiblement différent de celui obtenu par D. F. Hebbard (15 %). Notre résultat a été obtenu en prenant la valeur moyenne des rapports :

$$\frac{\gamma^2 \alpha_0(12,44)}{\gamma^2 \alpha_0(13,09)} = 2,8 \quad \text{et} \quad \frac{|M(E 1)|^2_{13,09 \rightarrow 0}}{|M(E 1)|^2_{12,44 \rightarrow 0}} = 3,83$$

la valeur du rapport

$$\frac{|M(E 1)|^2_{13,09 \rightarrow 6,05}}{|M(E 1)|^2_{12,44 \rightarrow 6,05}} = 1,9 \pm 1,6$$

étant trop imprécise pour être utilisée.  $|M(E 1)|^2$  représente l'intensité de la transition exprimée en unité Weisskopf ( $R_0 = 1,2$  fm).

3.2 TRANSITION  $12,44 \rightarrow 6,05$  MeV. — Le ralentissement de cette transition par rapport à la transition au niveau fondamental  $|M(E 1)|^2 = 7,3 \times 10^{-4}$  uW peut s'expliquer par le mélange de spin isobarique des deux niveaux  $1^-$ . Le niveau  $1^-$ ,  $T = 1$  ayant une configuration principalement 1 trou-1 particule, la transition dipolaire électrique se fait pas l'intermédiaire des composantes 0 trou-0 particule et 2 trous-2 particules du niveau final. Or les modèles appliqués actuellement au noyau  $^{16}\text{O}$  [17] ne donnent que de faibles composantes 0 trou-0 particule et 2 trous-2 particules au niveau 6,05 MeV (en outre les transitions

entre configurations 2 trous-2 particules déformé et 1 trou-1 particule sphérique sont ralenties [2]).

3.3 TRANSITIONS  $13,09 \rightarrow 7,12$  ET  $13,09 \rightarrow 6,92$  MeV.

— La limite supérieure obtenue pour l'intensité de la transition vers le niveau  $2^+$  situé à 6,92 MeV exprimée en unité Weisskopf correspond à

$$|M(E 1)|^2 = 2,4 \times 10^{-3} \text{ uW}.$$

Le ralentissement de cette transition dipolaire électrique permise ( $\Delta T = 1$ ) peut s'expliquer de la même manière que pour la transition  $12,44 \rightarrow 6,05$  MeV, par la configuration du niveau 6,05 MeV et par l'interdiction de transition entre configuration 1 trou-1 particule sphérique et 2 trous-2 particules déformé.

Quant à la transition  $13,09 \text{ MeV} \rightarrow 7,12 \text{ MeV}$  il n'a pas été possible d'effectuer une corrélation angulaire, vu sa très faible intensité. Une forte contribution d'une transition E 2 semble peu réaliste, puisque la totalité de la transition correspondrait à  $|M(E 2)|^2 = 92$  uW. Par contre il semble très raisonnable de supposer qu'elle est du type M 1, ce qui correspond à une intensité  $|M(M 1)|^2 = 0,3$  uW. Cette valeur est compatible avec les prévisions du modèle des couches qui décrit ces deux niveaux comme étant principalement les états  $2 s_{1/2}^{+1} 1 p_{1/2}^{-1}$   $T = 1$  et  $T = 0$ . Les calculs de A. Zuker *et al.* [18] attribuent, en fait respectivement 70 % et 60 % de ces configurations aux niveaux 13,09 MeV et 7,12 MeV.

### Bibliographie

- [1] HEBBARD, D. F., *Nucl. Phys.* **15** (1960) 289.
- [2] WILKINSON, D. H., ALBURGER, D. E., LOWE, J., *Phys. Rev.* **173** (1968) 995.
- [3] GORODETZKY, S., BENENSON, W., CHEVALLIER, P., DISDIER, D., et SCHEIBLING, F., *Phys. Lett.* **6** (1963) 269.
- [4] STROETZEL, M., *Zs. Phys.* **214** (1968) 357.
- [5] MAHAUX, C., *Nucl. Phys.* **71** (1965) 241.
- [6] GORODETZKY, D., MENNRATH, P., BENENSON, W., CHEVALLIER, P. et SCHEIBLING, F., *J. Physique* **24** (1963) 887.
- [7] GORODETZKY, S., ADLOFF, J. C., BROCHARD, F., CHEVALLIER, P., DISDIER, D., GORODETZKY, Ph., MODJTAHED-ZADEH, R. et SCHEIBLING, F., *Nucl. Phys. A* **113** (1968) 221.
- [8] MITCHELL, I. V. et OPHEL, T. R., *Nucl. Phys.* **58** (1964) 529 ; *Nucl. Phys.* **66** (1965) 553.
- MORRIS, J. M., KERR, G. W. et OPHEL, T. R., *Nucl. Phys. A* **112** (1968) 97.
- [9] EARLE, E. D. et TANNER, N. W., *Nucl. Phys. A* **95** (1967) 241.
- [10] DEMIRLIOGLU, D. et WHALING, W., non publié (1962).
- [11] LARSON, J. D. et SPEAR, R. H., *Nucl. Phys.* **56** (1964) 497.
- [12] LANE, A. M. et THOMAS R. G., *Rev. Mod. Phys.* **30** (1958) 257.
- [13] SCHARDT, A., FOWLER, W. A. et LAURITSEN, C. C., *Phys. Rev.* **86** (1952) 527.
- [14] BASHKIN, S., CARLSON, R. R. et DOUGLAS, R. A., *Phys. Rev.* **114** (1959) 1543.
- [15] HUMBLET, J. et ROSENFELD, L., *Nucl. Phys.* **26** (1961) 529.
- [16] KERNEL, G., MASON, W. M., VON WIMMERSPERG, U., *Nucl. Phys. A* **167** (1971) 352.
- [17] BROWN, G. E. et GREEN, A. M., *Nucl. Phys.* **75** (1966) 40.
- [18] ZUKER, A. *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **21** (1968) 39.